ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 4 SEPTEMBRE 1950.

PRÉSIDENCE DE M. MAURICE JAVILLIER.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Ministre de l'Éducation Nationale** adresse ampliation du décret, en date du 3 août 1950, portant approbation de l'élection que l'Académie a faite de M. **André Mayer**, pour occuper dans la Section d'Économie rurale la place vacante par le décès de M. *R. Fosse*.

Il est donné lecture de ce décret.

Sur l'invitation de M. le Président, M. **André Mayer** prend place parmi ses Confrères.

M. le **Président** annonce à l'Académie le décès de M. **Costantino Gorini**, Correspondant pour la Section d'Économie rurale, survenu à Milan (Italie), le 3 septembre 1950.

GÉODÉSIE. — *Mesures de pesanteur au Maroc.* Note de (*) M. **Pierre Lejay** et M[lle] **Suzanne Coron**.

Le tableau ci-après donne les résultats des mesures de pesanteur exécutées en 1949 à l'aide des gravimètres Holweck-Lejay n[os] 42 et 622, basées sur la valeur, antérieurement indiquée, obtenue à Berrechid (1). Les deux dernières colonnes donnent les corrections de relief et les anomalies de Bouguer corrigées.

Nous avons tout lieu de penser que les valeurs présentées dans cette Note sont bien raccordées au réseau français.

Si l'on dresse à grands traits, à l'aide de ces résultats et de ceux qu'avaient obtenus MM. Roux, Clariond et Lagrula, une carte des anomalies de Bouguer

---

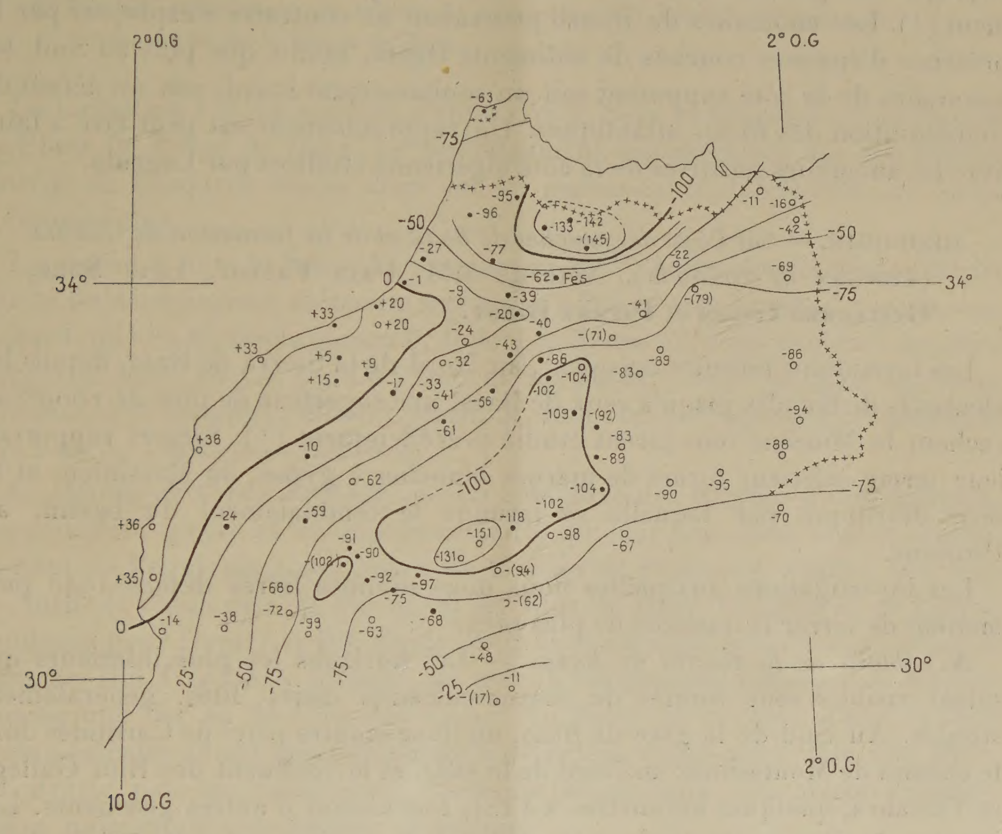
(*) Séance du 28 août 1950.

(1) *Comptes rendus*, 229, 1949, p. 20.

Stations.	Longitude W. Greenwich. ° ′	Latitude. ° ′	Altitude. m	Date.	g. mgals	g_0. mgals	g''_0. mgals	γ'_0. mgals	$g_0-\gamma'_0$. mgals	Correction de relief. mgals	$g''_0-\gamma'_0$. mgals
Tanger	5 48,5	35 47,2	57	25-4	979,738	979,756	979,749	979,812	— 57	0,8	— 62
Berrechid	7 24,7	33 17,9	232	26	563	635	608	603	+ 32	0,4 (*)	+ 6
Rabat	6 50,3	34 01,0	28	29	656	665	662	663	+ 2	0,5	— 1
Port-Lyautey	6 34,6	34 15,9	18	29	653	659	657	684	— 25	0,3	— 27
Souk el Arba	6 00 0	34 41,3	32	30	617	627	623	719	— 92	0,1	— 96
Ouezzane	5 34,2	34 48,0	281	30	579	666	634	729	— 63	0,8	— 94
Fès-es-Bali	5 08,6	34 34,4	(124)	30	552	591	577	710	—119	0,7	—132
Rhafsaï	4 54,9	34 37,7	322	1-5	509	609	573	714	—105	1,5	—140
C. Oulad Daoud	4 41,7	34 24,5	(372)	1	477	592	550	696	—103	0,3	—145
Fès	4 59,9	34 02,5	385	2	528	647	603	665	— 18	0,5	— 61
Meknès	5 33,6	33 54,4	514	3	514	673	615	654	+ 19	0,6	— 39
Petitjean	5 42,7	34 13,6	65	3	591	611	604	680	— 69	0,4	— 76
Bouznika	7 09,8	33 47,5	35	3	657	668	664	644	+ 24	0,5	+ 21
Casablanca	7 36,6	33 35,8	13	5	658	662	661	628	+ 34	0,7	+ 34
Berrechid	7 24,7	33 17,9	232	6	563	635	608	603	+ 32	0,4	+ 6
Settat	7 37,3	33 00,4	359	6	524	635	594	579	+ 56	0,4	+ 16
Benguérir	7 57,6	32 14,6	476	6	413	561	507	517	+ 44	0,1	— 10
Marrakech	8 00,8	31 38,1	457	6	320	460	409	461	— 7	0,7	— 58
Tadderte	7 23,7	31 21,6	1630	7	979,035	538	355	445	+ 93	13,2	— 78
T.n'Tichka	7 21,7	31 18,0	2122	7	978,935	590	351	441	+149	4,7	— 85
Marrakech	8 00,8	31 38,1	457	8	979,320	460	409	467	— 7	0,7	— 58
T.n'Tichka	7 21,7	31 18,0	2122	9	978,935	590	351	441	+149	4,7	— 85
Irherm	7 25,6	31 14,1	(1970)	9	978,947	555	333	435	+120	6,5	— 95
Amerzgane	7 12,9	31 02,7	1330	9	979,068	478	328	420	+ 58	1,7	— 90
Ouarzazate I	6 54,6	30 55,4	1119	10	117	462	336	—	—	—	—
Agdz	6 26,7	30 41,8	952	10	139	432	325	392	+ 40	1,8	— 66
Ouarzazate II	6 54,9	30 55,4	1154	11	110	466	335	410	+ 55	0,8	— 74
Skoura	6 33,4	31 04,1	1218	11	087	463	325	422	+ 41	0,9	— 96
Tinerhir	5 31,6	31 31,3	1280	12	090	485	341	458	+ 27	2,0	—116
Goulmina	4 56,7	31 41,6	1020	13	171	486	371	472	+ 14	0,8	—101
Ksar es Souk	4 25,4	31 56,2	1025	14	187	502	388	492	+ 10	0,6	—104
Rich	4 30,1	32 15,5	(1360)	14	163	588	429	518	+ 70	1,1	— 87
T.n'Talrhent	4 30,0	32 36,0	(1925)	14	077	712	454	546	+166	3,6	— 88
Midelt	4 44,0	32 40,8	1480	14	154	611	444	552	+ 59	1,4	—107
Ag. de Sidi Ali	4 59,8	33 05,2	2070	15	078	717	484	586	+131	3,0	— 99
Timhadit	5 03,7	33 14,4	1836	15	153	720	513	598	+121	1,8	— 84
Ifrane	5 07,2	33 31,0	1638	15	261	766	582	621	+145	3,5	— 36
El Hajeb	5 22,5	33 41,3	1045	16	411	733	615	635	+ 98	1,7	— 18
El Had	5 29,7	33 17,9	906	16	383	662	560	603	+ 59	1,4	— 42
Khenifra	5 39,9	32 56,4	(840)	16	353	612	517	573	+ 39	1,0	— 55
Kasba Tadla	6 15,6	32 35,8	500	17	387	541	485	545	— 4	0,5	— 60
Oued Zem	6 33,8	32 52,1	788	17	380	623	534	568	+ 56	0,3	— 33
Kouribga	6 54,7	32 53,0	798	17	396	642	552	569	+ 73	0,3	— 16
Ben Hamed	7 14,8	33 04,1	585	17	479	659	593	584	+ 75	0,3	+ 10
Berrechid	7 24,7	33 17,9	232	17	563	635	608	603	+ 32	0,4	+ 6
Casablanca	7 36,6	33 35,8	13	18	658	979,662	979,651	979,628	+ 34	0,7	+ 34
	E. Greenwich.										
Bouzaréah	3 02,1	36 47,8	348	22	917	—	—	—	—	—	—
Bou Saâda	4 10,9	35 12,9	585	25	591	—	—	—	—	—	—
C. de Tirourda	4 21,0	36 28,5	(1740)	26	505	—	—	—	—	—	—
Bouzaréah	3 02,1	36 47,8	348	27	979,917	—	—	—	—	—	—

(*) La correction du relief a été calculée pour la station au niveau du sol. On remarquera que la correction pour la station de la cave à 12m de profondeur, est la même, l'attraction d'une couche sphérique homogène sur un point situé à l'intérieur étant nulle.

(non corrigées pour le relief pour garder l'homogénéité), on peut se faire une première idée générale des caractères principaux de la gravimétrie au Maroc. On constate les fortes anomalies négatives du Rif, celles de l'Atlas séparées des premières par un col le long et au Sud du Sebou : une longue zone d'anomalies positives de l'ordre d'une trentaine de milligals s'étend le long de la côte atlantique, depuis l'embouchure du Sebou jusqu'à la région d'Agadir. La basse vallée de la Moulouya et la côte méditerranéenne du Nord-Est enfin sont marquées de faibles anomalies négatives.



La compensation isostatique des massifs montagneux est évidente, mais elle ne suffit pas à expliquer entièrement les valeurs trouvées : un calcul grossier montre que dans le Rif, il doit rester, après avoir tenu compte des compensations, des anomalies de l'ordre de — 90mgals formant une longue bande étroite sur la bordure Sud du massif; une zone de fortes anomalies négatives s'étend également, de façon plus inattendue, sur la plaine du Rharb; les corrections isostatiques ne modifient pour ainsi dire pas les anomalies de la côte, tandis que celles de l'Atlas deviennent assez fortement positives, (30mgals), indiquant que cette chaîne, ici comme en Algérie, serait imparfaitement compensée.

Incontestablement les anomalies du Rif et du Rharb doivent être attribuées à une situation locale très spéciale : si l'on admet que le Massif recouvre une

couche de terrains de faible densité (le peu de largeur de la bande d'anomalies négatives serrées entre les anomalies positives méditerranéennes et celle du Moyen Atlas écarte l'hypothèse d'une cause très profonde), il faudrait donner à celle-ci au moins 5000^{m} de puissance. Il semblerait, en tout état de cause, que les valeurs du Rif viennent appuyer les hypothèses avancées par Coster (²) qui, à partir de la seule valeur de Tanger, rapprochait le phénomène de ceux que Vening Meinesz a mis en lumière aux Indes Néerlandaises, ce qui impliquerait que les tensions horizontales de l'écorce subsisteraient actuellement (³). Les anomalies du Rharb pourraient au contraire s'expliquer par la présence d'épaisses couches de sédiments légers, tandis que plus au Sud, les anomalies de la côte supposent soit un soubassement lourd, soit un défaut de compensation des fosses atlantiques. Un rapprochement est peut-être à faire avec les anomalies positives de la côte algérienne étudiées par Lagrula.

GÉOLOGIE. — *Sur l'âge des couches de Baza et de la formation de Guadix* (*Province de Grenade*). Note de MM. **Paul Fallot, Luis Solé, Guillermo Colom** et **Pierre Birot.**

Les formations récentes occupent, au Nord de la Sierra de Baza, depuis les alentours de Guadix jusqu'à ceux de Baza, une superficie de plus de 1 000$^{km^2}$ et cachent le Miocène sous-jacent étudié précédemment (¹). Siegert rapportait leur terme inférieur formé de marnes blanches à gypse, au Messinien, et la série détritique par laquelle se termine le remblaiement du bassin, au Pliocène.

Les investigations auxquelles nous nous sommes livrés depuis 1945 permettent de serrer la question de plus près.

A. *Abords de la Huerta de Baza.* — Les horizons les plus inférieurs qui soient visibles sont formés de marno-calcaires clairs, lités, généralement stériles. Au Sud de la gare de Baza, un lit se montre pétri de Cardiidés dont le chemin de Montesinos, au Nord de la ville, et le confluent des Rios Gallego et Valcabra, quelques kilomètres à l'Est, fournissent d'autres gisements. Les couches fertiles pendent de 1 à 5° au Nord ou au Sud, selon les points. Leur faune, examinée en 1945 par M. A. Chavan est exclusivement constituée d'innombrables *Cerastoderma Lamarki* Reeve, espèce des faciès de dessalure, connue du Miocène supérieur au Quaternaire.

Ces assises sont suivies vers le haut par des marnes et marno-calcaires blancs à gypse, puis par des marno-calcaires sans gypse, l'ensemble mesurant environ 100^{m} de puissance.

(²) H. P. Coster, *The gravity field of the western and central Mediterranean*, Batavia, 1945.

(³) Conformément aux vues de P. Fallot, *Comptes rendus*, 212, 1941, p. 997.

(¹) *Comptes rendus*, 230, 1950, p. 1717.

B. *Coupe entre Siete Fuentes et les contreforts de la Sierra de Baza.* — Au Sud-Ouest de la ville, la Huerta de Baza est dominée par des escarpements en gradins où l'on relève la coupe suivante :

1.	Brèche dure, dite *Piedra Sanjuanera*, formant falaise	30 m
2.	Brèche à éléments plus fins	20
3.	Marnes et marno-calcaires blancs du Cortijo de Pesquera	7–8
4.	Marno-calcaires et marnes graduellement chargés vers le haut d'éléments détritiques	40
5.	Brèches supérieures, en falaise, se raccordant aux brèches de pente du versant est de la Sierra de Baza	30

La formation 1-2 lenticulaire, s'effile vers le Nord et disparaît 1 km au Sud de la Plaza de Toros de Baza. Le prolongement septentrional des couches du Cortijo de Pesquera repose alors sur les marno-calcaires associés aux bancs à *Cerastoderma*.

Le niveau 3, dont la faune déterminée par M. P. Jodot sera analysée ailleurs par ce Paléontologiste, comporte une assise à *Helix* (*Pseudotachea*) *tersannensis* Locard, un lit à *Hydrobia iberica* P. Jodot [= *Hydrobia* (*Belgrandia*) af. *Deydieri* Schlosser 1907, non *B. Deydieri* Dep. et Sayn 1900], enfin un banc supérieur à *Planorbis* (*Paraspira*) *Falsani* Locard. M. Jodot tend à rapporter cet ensemble à la base du Plaisancien inférieur.

C. *Abords de Cortes de Baza.* — Le complexe des couches à *Cerastoderma*, des couches à gypse et des marno-calcaires qui leur font suite, avec le prolongement ou l'équivalent des bancs du Cortijo de Pesquera, s'étend loin vers le Nord. Il règne dans le bassin où les Rios de Baza, Guardal et de Castril confluent pour former le Rio Zujar, qui, en s'orientant vers l'Ouest, prend le nom de Rio Guadiana Menor. Le massif liasique du Jabalcon en émerge comme une île, au Sud du Rio Zujar. Au Nord de ce cours d'eau, la série marno-calcaire admet une intercalation détritique rouge qui s'effile vers l'Est, recouverte par une récurrence, toujours concordante, des marno-calcaires clairs, puissante d'une centaine de mètres.

Vers Cortes de Baza, 16 km au Nord de Baza, les marno-calcaires supérieurs ont fourni des ossements de grands mammifères, malheureusement indéterminables, dont D. Angel Casas Morales qui les a dépistés, nous a fait visiter le gisement.

Des ravins s'encaissent là, dans la série qui comporte depuis le fond des barrancos :

1.	Marno-calcaires blancs et marnes, avec deux lits à débris de végétaux ... env.	35 m
2.	Sables et cailloutis roux à débris de mammifères	2
3.	Marno-calcaires clairs	2

Le tout est couronné localement par une mince nappe de cailloutis fluviatiles.

Les marno-calcaires avoisinant le niveau à Vertébrés, étudiés par l'un de nous (G. C.), contiennent *Rotalia ammoniformis* d'Orb., forme de dessalure. Mais le caractère dominant de la microfaune est marqué par une extraordinaire abondance d'Ostracodes identiques à ceux qui pullulent dans le Tortonien terminal (Sahélien) de Rojales dans la Province d'Alicante. Il s'agit de *Anomocytheridea Lycetti* Steph., espèce bien connue dans le Miocène terminal d'Amérique du Nord, d'après le Professeur Swain, mais dont l'extension verticale en Europe n'est pas connue. Cette forme indique soit un faciès lagunaire ou marin, soit un lac intérieur salé.

L'on pourrait donc présumer pour ces assises un âge tortonien supérieur ou pliocéne. Mais depuis nos investigations (L. S. et P. F.), D. Angel Casas Morales nous a signalé, la découverte dans les mêmes parages, de belles molaires dont la photographie étudiée par M. Arambourg, révèle *Elephas meridionalis* Nesti, type archaïque de Depéret, datant le Villafranchien. L'un de nous (P. B.) vient d'en visiter le gisement. Bien que l'excavation dont proviennent les dents ne fût plus visible, la couche a été repérée. C'est une assise blanche, sablonneuse à taches roussâtres qui se situe, ici, 8-10^{m} au-dessous de la nappe des cailloutis terminaux. La possibilité que les dents proviennent de cette dernière et aient glissé dans une fissure de la série marno-calcaire est exclue.

Elephas meridionalis daterait donc la partie élevée de la série marno-calcaire de Baza, mais pas son sommet qui doit se trouver près de 100^{m} au-dessus. A 300^{m} du gisement, le même observateur a recueilli, environ 15^{m} au-dessous de l'horizon à Éléphants dans un lit sableux dont l'aspect rappelle celui du niveau 2, ci-dessus des Mollusques en mauvais état où M. Chavan a reconnu un *Cerastoderma* et de petits Gastropodes indéterminables. Il s'agirait de formes qui ne vivent plus aujourd'hui dans le bassin méditerranéen et que ce Paléontologiste qualifie de *pas très récentes*.

Bien que toutes ces données soient encore fragmentaires et quelque peu confuses, elles permettent, coordonnées avec celles que nous avons apportées quant au Miocène, d'envisager en première approximation la constitution de la série de Baza de la manière suivante.

En profondeur, au moins au abords de la Sierra de Baza, doit règner le Tortonien de Rejano-Gor.

Sur lui, mais sans que l'on connaisse la nature, transgressive discordante ou non, du contact, la série de Baza elle-même comporte :

a. Les couches plus ou moins lagunaires encadrant les bancs à *Cerastoderma Lamarcki*.

b. Localement, au pied oriental de la Sierra de Baza, la lentille de brèche de la Piedra Sanjuanera, puissante d'environ 50^{m}.

c. Les marno-calcaires à *Pseudotachea tersannensis*, mince horizon dont le prolongement septentrional repose, par suite de l'effilement des conglomérats, sur les couches *a*.

d. Suite de la série marno-calcaire et de marnes à gypse, puissante d'une centaine de mètres, avec, au Nord du Rio Zujar, une intercalation détritique rouge, graduellement

épaissie vers l'Ouest où elle pourrait correspondre à la partie inférieure de la Formation de Guadix.

e. Les marno-calcaires blancs supérieurs, à microfaune marine ou saumâtre de Cortes de Baza, datés par *Elephas meridionalis*.

On peut admettre jusqu'à plus ample informé que les couches des alentours de Baza appartiennent au Pliocène et qu'elles passent vers le Nord et vers le haut, apparemment sans discordance, au Villafranchien. Peut-être l'intercalation détritique rouge du Nord du Rio Zujar marque-t-elle la limite entre Pliocène et Quaternaire. La formation de Guadix, équivalent latéral des couches de Cortes de Baza serait, non du Pliocène, mais du Quaternaire ancien.

La coordination stratigraphique qui précède est commandée par la découverte des molaires d'*Elephas*, dont le gisement, pour confirmé qu'il soit, ne laisse pas de surprendre.

Nous ne saurions trop insister sur l'importance que revêtiraient, maintenant qu'un fil conducteur est trouvé, des recherches de Vertébrés fossiles, menées méthodiquement, lit par lit.

Ce vaste bassin fournira certainement des récoltes susceptibles, à la fois, de confirmer ou rectifier nos conclusions et d'enrichir la paléontologie du Pliocène et du Quaternaire ibériques.

CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

Die Mitglieder der Deutschen Akademie der Wissenschaften zu Berlin, 1700-1950, von Erik Amburger.

MÉCANIQUE ONDULATOIRE. — *Remarques sur une solution de l'équation d'ondes*. Note de M. **Antoine Visconti**, présentée par M. Louis de Broglie.

Après avoir étudié une solution exacte de l'équation d'ondes, on montre qu'on peut l'écrire directement en utilisant les ondes de de Broglie, à qui l'on impose une certaine loi de diffusion.

1. Soit un système soumis à un potentiel perturbateur $R(x)$ agissant entre o et t et Φ_j, E_j les fonctions propres et énergies propres de ce même système non perturbé. La fonction d'ondes $\psi(x, t)$ qui se réduit pour $t=0$ à $\psi(x, 0)=\Phi_n(x)$ est donnée par la formule [1],

$$\psi(x, t)=\frac{1}{R(x)}\sum_n \frac{1}{E_n-E_{n_0}+R(x)}\left\{(E_n-E_{n_0})\,e^{-iE_{n_0}t}+R(x)\,e^{-i[E_n+R(x)]t}\right\}R_{n_0 n}\Phi_n(x),$$

[1] A. Visconti, *Comptes rendus*, **230**, 1950, p. 333 (form. 10).

où $\hbar$ est pris égal à 1 et $R_{n_0 n} = \int \Phi_n^\star(x) R(x) \Phi_{n_0}(x)\, dx^3$. En posant

$$\omega_n = \frac{E_{n_0} - E_n - R(x)}{2}$$

on obtient, après un calcul facile,

$$\psi(x, t)\, e^{iE_{n_0} t} = \Phi_{n_0}(x) - i \sum_n \frac{\sin \omega_n(x) t}{\omega_n(x)} R_{n_0 n} \Phi_n(x)\, e^{i\omega_n(x) t}. \tag{1}$$

De plus : $\omega_n - \omega_{n_0} = (E_{n_0} - E_n)/2$, $\omega_{n_0} = - R(x)/2$;

2. La formule ainsi obtenue permet de retrouver les résultats du calcul des perturbations, le calcul de la perturbation du premier ordre est immédiat sous la simple hypothèse habituelle, $|R(x)| \ll |E_{n_0} - E_n|$, alors $\omega_n = (E_{n_0} - E_n)/2$ peut être pris comme indépendant de x; la probabilité de transition $E_{n_0} \rightarrow E_{n_1}$ est égal au carré du module de

$$i\, e^{iE_{n_0} t} c_{n_1}^{(1)} = \int \psi(x, t) \Phi_{n_1}^\star(x)\, d^3 x = \frac{\sin \omega_{n_1} t}{\omega_{n_1}} R_{n_0 n_1},$$

qui donne bien l'expression connue. Le calcul des perturbations supérieures peut se faire en considérant dans (1) la sommation dite *onde diffusée*. Nous supposons que $R_{n_0 n_1} = 0$ et qu'il existe un ensemble de pulsations $\omega_{n'}$ telles que $(\sin \omega_{n'} t)/\omega_{n'} \simeq (\sin \omega_{n_1} t)/\omega_{n_1}$. L'onde diffusée s'écrit :

$$\frac{\sin \omega_{n_1} t}{\omega_{n_1}} e^{i\omega_{n_1} t} \sum_{n'} \frac{R_{n_0 n'}}{\omega_{n'}} \omega_{n'} \Phi_{n'}(x) + \sum_{m \neq n'} \frac{\sin \omega_m t}{\omega_m} R_{n_0 m} \Phi_m(x)\, e^{i\omega_m t}.$$

Considérons le terme $\omega_{n'} \Phi_{n'}$ de la première sommation, $\omega_{n'}$ peut être envisagé comme fonction de x et

$$\int \Phi_m^\star \omega_{n'} \Phi_{n'}\, d^3 x = \int \Phi_m^\star \frac{E_{n_0} - E_m - R(x)}{2} \Phi_{n'}\, d^3 x = - \frac{R_{n' m}}{2},$$

de sorte que

$$i\, e^{iE_{n_0} t} c_{n_1}^{(2)} = - \frac{\sin \omega_{n_1} t}{\omega_{n_1}} \sum_{n_1} \frac{R_{n_0 n'}}{2\omega_{n'}} R_{n' n_1}$$

de même pour les approximations supérieures.

3. Le $n^{\text{ième}}$ terme de la sommation de (1) peut être considéré comme une onde de pulsation ω_n et d'amplitude $-2i[(\sin \omega_n t)/\omega_n] R_{n_0 n} \Phi_n(x)$; l'onde ψ résulte de l'interférence de l'onde initiale et de ces ondes. Remarquons qu'en y introduisant l'expression de $R_{n_0 n}$ ce terme s'écrit :

$$\int_\Omega \int_0^t - 2i \Phi_n^\star(\xi) \Phi_n(x) \cos\{\omega_n(x)\tau\}\, \omega_{n_0}(\xi) \Phi_{n_0}(\xi)\, d^3\xi\, d\tau = \int_\Omega \int_0^t \chi_n(x; \xi, \tau)\, \Phi_P\, d^3\xi\, d\tau,$$

où $\chi_n(x; \xi, \tau) = - 2i \Phi_n^\star(\xi) \Phi_n(x) \cos\{\omega_n(x)\tau\}$ et Φ_P est l'amplitude de l'onde $\psi_P(x, t) = \omega_{n_0} \Phi_{n_0} e^{i\omega_{n_0} t}$. L'interprétation d'un problème de rayonnement

à fonction perturbatrice ne contenant pas explicitement t, pourrait se faire comme suit :

a. Le système est considéré dans un état non perturbé stable, donc caractérisé par une des fonctions $\psi_n(x, t) = \Phi_n(x) e^{i E_n t}$.

Soit $\Phi_{n_0}(x, t) = \Phi_{n_0}(x) e^{i E_{n_0} t}$ l'état initial, la pulsation E_{n_0} nous servira d'origine de pulsations.

b. On fait correspondre à la fonction perturbatrice $R(x)$ une onde perturbatrice $\psi_P(x, t) = \Phi_P e^{i\omega_{n_0} t} = \omega_{n_0} \Phi_{n_0} e^{i\omega_{n_0} t}$, où $\omega_{n_0} = -R(x)/2$.

c. L'onde représentée par ψ résulte de l'interférence de l'onde initiale Φ_{n_0} et d'une suite d'ondes de pulsations ω_n : $\omega_n - \omega_{n_0} = (E_{n_0} - E_n)/2$ obtenues par diffusion de l'onde perturbatrice par le domaine spatio-temporel, où règne la perturbation $R(x)$. La contribution de l'unité de volume spatio-temporel entourant le point ξ, τ à l'amplitude de l'onde diffusée ω_n est proportionnelle à l'amplitude de l'onde perturbatrice $\psi_P(x, t)$, le coefficient de proportionnalité ou *coefficient de diffusion* étant $\chi_n(x; \xi, \tau) = -2i\Phi_n^*(\xi)\Phi_n(x)\cos\{\omega_n(x)\tau\}$

Ainsi donc il est facile d'écrire directement l'expression de la fonction d'ondes, sans utiliser l'équation d'ondes et en se bornant à faire usage du schéma des ondes de de Broglie à qui l'on impose d'être diffusées suivant une certaine loi. Le coefficient de diffusion peut d'ailleurs être écrit sous forme exponentielle

$$-2i\Phi_n^*(\xi)\Phi_n(x) e^{-2i\omega_n(x)\tau}.$$

4. On peut appliquer les remarques précédentes à la théorie du positon. Les idées développées par MM. Stuckelberg et Feynman s'étendent à la théorie exposée ici, en particulier la deuxième expression du coefficient de diffusion permettrait d'introduire facilement le noyau de M. Feynman. Nous pouvons prévoir les cas où, partant d'un électron ou d'un positon libre, il y ait une probabilité nulle de trouver respectivement un positon ou un électron à la fin de la perturbation après une seule diffusion. Cette éventualité a lieu si la particule initiale étant E_{n_0+} le développement de ψ ne renferme que des Φ_{n+}, ou bien pour le cas E_{n_0-} ce même développement ne comporte que des Φ_{n-}. L'éventualité dépend donc des coefficients $R_{n_0 n}$, or

$$R(x)\Phi_{n_0}(x) = -2\omega_{n_0}(x)\Phi_{n_0}(x) = -2\Phi_P(x) = \Sigma R_{n_0 n}\Phi_n(x),$$

ainsi donc : suivant que l'amplitude de l'onde perturbatrice admettra uniquement des composantes suivant les Φ_{n+}, ou bien uniquement suivant les Φ_{n-}, la première ou la deuxième éventualité se trouvera réalisée. C'est là une précision sur le sens de l'onde perturbatrice.

ASTRONOMIE. — *Sur la résolution de l'équation d'Euler relative aux orbites paraboliques.* Note de M. **Benjamin de Jekhowsky**, présentée par M. Ernest Esclangon.

La méthode employée généralement pour la résolution de l'équation d'Euler est celle d'Encke, avec utilisation des Tables d'Oppolzer.

D'après Encke, dans cette équation, savoir :

$$(1)\qquad (r_1+r_2+\sigma)^{\frac{3}{2}}-(r_1+r_2-\sigma)^{\frac{3}{2}}=6\tau,$$

où r_1 et r_2 sont les distances héliocentriques des lieux extrêmes de l'astre, σ la corde joignant ces deux lieux et $\tau=k\,(t_2-t_1)$ l'intervalle de temps, on pose

$$(2)\qquad \eta=2\tau(r_1+r_2)^{-\frac{3}{2}}\qquad \text{et}\qquad \sigma=\eta\mu(r_1+r_2),$$

où la quantité μ est donnée par la Table mentionnée, calculée d'après une série, dont les coefficients sont déterminés par la méthode des coefficients indéterminés.

C. E. Adams [1] remarquant que la méthode d'Encke est simple lorsque l'on se sert des Tables de Logarithmes, mais devient difficile à manier lorsque l'on utilise la machine à calculer, pose

$$(3)\qquad \sin\gamma=\sigma(r_1+r_2)^{-1}$$

et de la relation

$$(4)\qquad \eta=\frac{1}{3}\left[(1+\sin\gamma)^{\frac{3}{2}}-(1-\sin\gamma)^{\frac{3}{2}}\right]$$

déduit la valeur de η sous forme de série lentement convergente des puissances de $\sin\gamma$, de sorte que pour obtenir cinq décimales exactes dans le cas où $\sin\gamma$ est grand (cas très rare en pratique) il est nécessaire de calculer les termes de la série, jusqu'à celui de la onzième puissance. Enfin, par interversion de la série, l'auteur obtient également le développement [2] de $\sin\gamma$ suivant les puissances de η.

L'objet de la présente Note est de montrer que la résolution de l'équation d'Euler peut être obtenue de façon à avoir *directement* les quantités $\sin\gamma$ et μ sous forme des séries indiquées par les auteurs cités.

En effet avec (3), l'équation (1), après toutes réductions faites, devient

$$(5)\qquad 3\sin\frac{\gamma}{2}-2\sin^3\frac{\gamma}{2}=3\eta_1,\qquad \text{avec}\quad \eta_1=\tau(r_1+r_2)^{-\frac{3}{2}}.$$

---

(1) *Solution of Euler's equation in a Parabolic Orbit.* (*Astr. Nachr.*, B. 235, n° 5617, 1929, p. 11-14).

(2) *Tables for the solution of Euler's equation for the parabola calculated*, by C. E. Adams, *loc. cit.*

Élevons au carré les deux membres de cette équation et, en posant $y = \sin^2 \gamma/2$, écrivons

$$y^3 - 3y^2 + 3y - 1 - \frac{3}{4}y + 1 - \frac{9}{4}\eta_1^2 = 0,$$

d'où

$$y - 1 = \left[-1 - \frac{3}{4}(y + 3\eta_1^2)\right]^{\frac{1}{2}}. \tag{6}$$

Mais comme il s'agit toujours d'observations rapprochées de sorte que l'intervalle de temps entre les observations extrêmes est petit et comme $\sin \gamma/2 \neq \eta_1$, nous pouvons, dans le développement du second membre suivant la formule de binome de Newton, négliger les termes à partir du troisième ordre en $y + 3\eta_1^2$; on a alors l'équation du second degré par rapport à y :

$$y^2 - 6y(2 - \eta_1^2) + 3\eta_1^2(3\eta_1^2 + 4) = 0, \tag{7}$$

d'où

$$y = \sin^2 \frac{\gamma}{2} = \eta_1^2\left(1 + \frac{4}{3}\eta_1^2 + \frac{8}{9}\eta_1^4 + \ldots\right). \tag{8}$$

Connaissant y, on a $(1 - y)$ et, en ne conservant que les deux premiers termes de la série, ce qui est largement suffisant dans les calculs à six ou sept décimales, on obtient

$$\sin \gamma = 2\eta_1\left(1 + \frac{1}{6}\eta_1^2 + \ldots\right). \tag{9}$$

Si maintenant dans cette relation on fait $2\eta_1 = \eta$, on trouve la série indiquée par C. E. Adams.

Enfin, d'après (2) et (3) de la comparaison avec (9), il résulte

$$\sin \gamma = \eta\mu = 2\eta_1\left(1 + \frac{1}{6}\eta_1^2 + \ldots\right),$$

d'où, sans passer par le calcul des coefficients par la méthode des coefficients indéterminés

$$\mu = 1 + \frac{1}{6}\eta_1^2 + \ldots = 1 + \frac{1}{24}\eta^2 + \ldots,$$

qui est le développement de μ, d'après Encke suivant les puissances de η_1 ou de η.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Théorie unitaire affine. 3. Les équations du champ.* Note (*) de M[me] **Marie-Antoinette Tonnelat**, présentée par M. Louis de Broglie.

Dans une théorie affine, le principe d'action stationnaire s'applique aux seules variations $\delta\Delta^{\rho}_{\mu\nu}$ des coefficients de connexion affine. On ne peut obtenir, sans particulariser la fonction d'action, les équations des champs telles que $R_{\mu\nu}=0$ qui, dans une théorie métrique, résultent des variations $\delta g^{\mu\nu}$, les $g^{\mu\nu}$ étant alors des variables indépendantes. Ici d'après N_1 (8) les densités $\mathcal{R}^{\mu\nu}$ sont fonctions des $\Delta^{\rho}_{\mu\nu}$ et, pour aller plus loin, il faut attribuer à la fonction d'action $\mathcal{A}$ une forme particulière. Si

$$\mathcal{A}=\frac{2}{\lambda}\sqrt{-\overset{\star}{R}} \tag{2}$$

en posant $\overset{\star}{R}_{\mu\nu}=R_{\mu\nu}(\overset{\star}{\Delta})$ $\overset{\star}{R}=R(\overset{\star}{\Delta})=\text{det. } R_{\mu\nu}(\overset{\star}{\Delta})$, $N_1(8)$ s'écrit

$$\lambda\mathcal{R}^{\mu\nu}=\sqrt{-\overset{\star}{R}}\,\overset{\star}{R}{}^{\mu\nu},$$

c'est-à-dire

$$\overset{\star}{R}_{\mu\nu}=\lambda r_{\mu\nu}\ (^1) \tag{3}$$

en posant comme précédemment $\mathcal{R}^{\mu\nu}=\omega r^{\mu\nu}$ $(\omega=\sqrt{-r})$. Nous connaissons (2) l'expression du tenseur de base $U_{\mu\nu}(\Delta)=R_{\mu\nu}(\overset{\star}{\Delta})$ en fonction des coefficients $\overset{\star}{\Delta}$ et par conséquent, compte tenu de $N_1(13)$, des coefficients Δ'. En posant $R_{\mu\nu}=G_{\mu\nu}-F_{\mu\nu}$ (G sym., F antisym. en μ, ν) (3) s'écrit alors

$$\begin{aligned}G_{\mu\nu}={}&\overset{\circ}{G}_{\mu\nu}+\overset{\circ}{D}_{\rho}u^{\rho}_{\mu\nu}-\frac{1}{2}(D_{\mu}u_{\nu}+D_{\nu}u_{\mu})\\&+u^{\rho}_{\mu\nu}u_{\rho}-u^{\lambda}_{\mu\rho}u^{\rho}_{\lambda\nu}-\frac{1}{4}\Lambda'^{\lambda}_{\mu\rho}\Lambda'^{\rho}_{\lambda\nu}+\frac{1}{2}\gamma_{\mu\nu}\overset{\circ}{D}_{\rho}f^{\bar\rho}+\frac{1}{2}\gamma_{\mu\nu}f^{\bar\rho}u_{\rho}\\&+\frac{1}{2}(f_{\mu}f_{\bar{\bar\nu}}+f_{\nu}f_{\bar{\bar\mu}})-\frac{1}{3}f_{\mu}f_{\nu}-\frac{1}{2}f_{\bar{\bar\mu}}f_{\bar{\bar\nu}}-\frac{1}{6}f_{\bar\mu}f_{\bar\nu}=\lambda\gamma_{\mu\nu},\end{aligned} \tag{4}$$

$$\begin{aligned}-F_{\mu\nu}={}&\frac{1}{2}\overset{\circ}{D}_{\rho}\Lambda'^{\rho}_{\mu\nu}+\frac{1}{2}\Lambda'^{\rho}_{\mu\nu}u_{\rho}-\frac{1}{2}(u^{\lambda}_{\mu\rho}\Lambda'^{\rho}_{\lambda\nu}+u^{\rho}_{\lambda\nu}\Lambda'^{\lambda}_{\mu\rho})\\&-\frac{1}{2}\varphi_{\mu\nu}\overset{\circ}{D}_{\rho}f^{\bar\rho}-\frac{1}{2}\varphi_{\mu\nu}f^{\bar\rho}u_{\rho}+\frac{1}{3}(\partial_{\mu}f_{\nu}-\partial_{\nu}f_{\mu})\\&-\frac{1}{2}(\partial_{\mu}f_{\bar{\bar\nu}}-\partial_{\nu}f_{\bar{\bar\mu}})+\frac{1}{6}(f_{\mu}f_{\bar\nu}-f_{\nu}f_{\bar\mu})=-\lambda\varphi_{\mu\nu}.\end{aligned} \tag{5}$$

Nous désignons comme précédemment par $\overset{\circ}{D}$ la dérivée covariante écrite avec les symboles { } et par $\overset{\circ}{G}_{\mu\nu}$ le tenseur contracté écrit avec ces mêmes

(*) Séance du 7 août 1950.

(1) Il en résulte $\mathcal{A}=2\lambda\sqrt{-r}$.

(2) *Comptes rendus*, 231, 1950, p. 470, relation (4). Nous désignerons les relations de cette Note par N_1, et celles des *Comptes rendus*, 231, 1950, p. 487, par N_2.

symboles, $\overset{\circ}{G}_{\mu\nu} = R_{\mu\nu}(\{\}) = R^{\rho}_{\mu\nu\rho}(\{\})$. Nous devons maintenant remplacer les $u^{\rho}_{\mu\nu}$ et $\Lambda'^{\rho}_{\mu\nu}$ par les valeurs obtenues dans la Note précédente. Jusqu'à présent nous n'avons fait aucune approximation. Supposons maintenant que les $\varphi_{\mu\nu}$ soient des quantités petites ε par rapport à l'unité et convenons de négliger les termes en ε^3. $\sqrt{-r}f^{\rho} = \partial_\mu \mathcal{F}^{\mu\rho} = \partial_\mu \sqrt{-r} f^{\mu\rho}$ est de l'ordre de $\varphi_{\mu\nu}$. A l'approximation admise, on a donc simplement

$$\text{(6)} \qquad \overset{\circ}{G}_{\mu\nu} + \overset{\circ}{D}_\rho u^{\rho}_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\overset{\circ}{D}_\mu \overset{\circ}{D}_\nu \operatorname{Log} r - \frac{1}{4}\Lambda'^{\lambda}_{\mu\rho}\Lambda'^{\rho}_{\lambda\nu} + \frac{1}{2}\gamma_{\mu\nu}\overset{\circ}{D}_\rho f^{\rho} - \frac{1}{3}f_\mu f_\nu = \lambda\gamma_{\mu\nu},$$

$$\text{(7)} \qquad D_\rho \Lambda'^{\rho}_{\mu\nu} + \frac{2}{3}(\partial_\mu f_\nu - \partial_\nu f_\mu) = -2\lambda\varphi_{\mu\nu},$$

avec, d'après $N_2(6)$ et $N_2(9)$,

$$V_{\mu\nu,\rho} \simeq R_{\mu\nu,\rho} \simeq -2\overset{\circ}{D}_\rho \varphi_{\mu\nu} + I_{\mu\nu\rho}$$
$$2u_{\mu\nu,\rho} \simeq -2\gamma^{pq}(\varphi_{\nu p}\overset{\circ}{D}_q \varphi_{\mu\lambda} + \varphi_{\mu p}\overset{\circ}{D}_q \varphi_{\nu\lambda}) + \varphi^{pq}(\varphi_{\nu p} I_{\mu\lambda q} + \varphi_{\mu p} I_{\nu\lambda q}).$$

Considérons d'abord (7). Cette équation s'écrit encore :

$$\text{(8)} \qquad \overset{\circ}{\Box}\varphi_{\mu\nu} + \gamma^{\rho\lambda}\overset{\circ}{G}{}^{\rho}_{\rho\mu\nu}\varphi_{\rho\lambda} + \frac{1}{3}(\partial_\mu f_\nu - \partial_\nu f_\mu) = 0,$$

compte tenu de (6) qui se réduit au premier ordre à $\overset{\circ}{G}_{\mu\nu} \simeq \lambda\gamma_{\mu\nu}$ et des identités :

$$\overset{\circ}{D}_{[\rho}\overset{\circ}{D}_{\mu]}\varphi_{\nu\lambda} = \overset{\circ}{G}{}^{\rho}_{\nu\rho\mu}\varphi_{\rho\lambda} + \overset{\circ}{G}{}^{\rho}_{\lambda\rho\mu}\varphi_{\nu\rho} \qquad \overset{\circ}{G}{}^{\rho}_{[\mu\nu\rho]} = 0.$$

En supposant qu'à l'approximation du premier ordre

$$3\,\overset{\circ}{G}{}^{\rho}_{\rho\mu\nu} = \lambda(\gamma_{\rho\mu}\partial^{\rho}_{\nu} - \gamma_{\rho\nu}\partial^{\rho}_{\mu})$$

on obtient :

$$\text{(9)} \qquad \overset{\circ}{\Box}\varphi_{\mu\nu} + \frac{1}{3}(\partial_\mu f_\nu - \partial_\nu f_\mu) = \frac{2\lambda}{3}\varphi_{\mu\nu}.$$

Posons $\psi_{\mu\nu} = -1/3(\partial_\mu f_\nu - \partial_\nu f_\mu)$. L'équation (9) a pour conséquence $\overset{\circ}{\Box} f_\nu = 1/2\,\lambda f_\mu$ et $\overset{\circ}{\Box}\psi_{\mu\nu} = 1/2\,\lambda\psi_{\mu\nu}$.

Le champ en rotationnel $\psi_{\mu\nu}$ n'a pas une divergence nulle. On a en effet $6\gamma^{\rho\mu}D_\rho\psi_{\mu\nu} = \lambda f_\nu$. Par contre, la densité de courant électrique

$$6\,\mathcal{J}^{\sigma} = \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma}(\partial_\mu\psi_{\nu\rho} + \partial_\rho\psi_{\mu\nu} + \partial_\nu\psi_{\rho\mu})$$

est identiquement nulle. Si $f_\rho = 0$ (condition de $\omega_{\nu\rho}^{\rho} = 0$, 4ᵉ équation d'Einstein) le champ $\psi_{\mu\nu}$ disparaît. Le champ $\varphi_{\mu\nu}$ dont la divergence est nulle et dont l'équation de propagation se déduit immédiatement de (9) conduit à une densité de courant électrique $6\,\mathcal{J}^{\sigma} = \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} I_{\mu\nu\rho}$ non nulle mais conservative ($\partial_\sigma \mathcal{J}^{\sigma} = 0$).

---

(1) En effet $f^{\mu\nu}$ tel que $r^{\mu\nu} = g^{\mu\nu} - f^{\mu\nu}$ se déduit de $r_{\mu\nu} = \gamma_{\mu\nu} - \varphi_{\mu\nu}$ par le calcul de r et du mineur $rr^{\mu\nu}$. On a comme dans la théorie de Born-Infeld $rf^{\mu\nu} = \gamma^{\mu\sigma}\gamma^{\nu\rho}\varphi_{\sigma\rho} + \varphi\varphi^{\mu\nu} \simeq \varphi_{\mu\nu}$.

L'hypothèse $f_\rho = 0$, qui n'est pas indispensable pour obtenir des équations du type $r^{\mu\nu}$; $\rho' = 0$, w; $\rho' = 0$ ne nous semble pas nécessaire. Quant à l'équation (6) elle s'écrit encore

$$\mathring{G}_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\mathring{G}\gamma_{\mu\nu} + \lambda\gamma_{\mu\nu} = k T_{\mu\nu}, \qquad T_{\mu\nu} = \tau_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\gamma_{\mu\nu}\tau,$$

avec $\tau_{\mu\nu} = -\dot{D}_\rho u^\rho_{\mu\nu} + 1/2\, D_\mu D_\nu \operatorname{Log} r + 1/4\, \Lambda^{\lambda}_{\mu\nu}\Lambda^{\rho}_{\lambda\nu} + 1/2\, \gamma_{\mu\nu} D_\rho f^\rho - 1/3\, f_\mu f_\nu$ et montre que les équations de la gravitation dans le vide sont vérifiées au second ordre près, l'influence du champ électromagnétique se traduisant par les termes du second ordre $T_{\mu\nu}$.

DÉCHARGE DANS LES GAZ. — *Influence de l'émission froide sur le retard disruptif dans les gaz comprimés.* Note de M. **André Boulloud**, transmise par M. Frédéric Joliot.

La comparaison des retards disruptifs dans l'air et CO_2 comprimés montre que pour des champs électriques de l'ordre de 20 kV/mm, le retard statistique moyen dépend du métal de la cathode. Cet effet doit être attribué à l'émission froide d'électrons en nombre suffisant pour dispenser de l'emploi de sources d'ionisation artificielle dans les mesures de potentiel disruptif.

Diverses recherches expérimentales sur le potentiel disruptif entre plateaux parallèles ([1]), ([2]) ont établi que l'emploi d'une source d'ionisation artificielle pour éviter le retard disruptif devenait inutile dans les gaz habituellement étudiés (air, CO_2, N_2) à partir de pressions de l'ordre de 6 kg/cm². D'autre part, les écarts souvent considérables à la loi de Paschen, présentés par ces mêmes gaz à des pressions de quelques dizaines d'atmosphères, doivent être attribués, au moins en partie, à l'émission froide d'électrons à partir de la cathode ([3]), ([4]).

Pour déceler une corrélation éventuelle entre les deux phénomènes, on a dénombré les étincelles passant en un temps donné, à la même pression, entre plateaux parallèles de métaux différents, suivant leur polarité. La haute tension continue fournie par un redresseur alimenté par une source stabilisée se maintenait constante à $\pm 0,3\,\%$. Ce mode opératoire a pour effet d'ajouter au retard disruptif la durée, inférieure à une seconde, de restauration de la tension après chaque étincelle. Les connexions étaient inversées toutes les 15 ou 20 minutes pour atténuer les effets de formation et d'altération des électrodes. Chaque expérience a porté sur plusieurs centaines d'étincelles pour chaque polarité et a été répétée plusieurs fois après repolissage des électrodes.

Les essais effectués dans l'air à des pressions comprises entre 3 et 8 kg/cm²

([1]) B. Gänger, *Arch. für Elekt.*, **34**, 1940, p. 633-652.

([2]) R. F. Goossens, *Conf. Int. Gr. Rés. Élec.*, **2**, 1948, Rap. 117.

([3]) N. J. Félici et Y. Marchal, *Rev. Gén. Électr.*, **57**, 1948, p. 155-162.

([4]) D. R. Young, *J. Appl. Phys.*, **21**, 1950, p. 222-231.

et pour des champs électriques de 10 à 25 kV/mm ont permis de classer les métaux utilisés, suivant le nombre croissant d'étincelles obtenues lorsqu'ils sont cathodes, dans l'ordre acier inoxydable à 18 % Cr, 8 % Ni, cuivre électrolytique, acier doux, aluminium. A 4 kg/cm², pour un champ de 13,6 kV/mm, une cathode d'acier inoxydable formée donne encore environ trois fois moins d'étincelles qu'une de cuivre. Par contre, à 3 kg/cm² pour un champ de 10 kV/mm on n'a pas relevé de différence sensible entre des électrodes d'Al et Cu fraîchement polies.

Le classement obtenu est précisément celui trouvé par N. Félici et Mlle Y. Marchal ([3]) dans leurs recherches sur les écarts à la loi de Paschen. C'est aussi celui des potentiels d'extraction croissants, compte tenu des gaz et oxydes souillant les surfaces, ce qui apporte un appui sérieux à l'attribution de l'origine des germes de la décharge à l'émission froide. Celle-ci étant très sensible aux faibles variations de champ, on a effectué quelques essais entre un plan et un hémisphère de 2cm de rayon, tous deux en cuivre rouge, écartés de 0mm,75. Le champ sur la sphère est alors supérieur de 3,8 % à celui sur le plan. Dans ces conditions, pour une tension appliquée de 17,3 kV, il est passé en une heure 1809 étincelles, la sphère étant cathode et 583 pour l'autre polarité, la pression étant de 7 kg/cm².

L'utilisation de radium comme source d'ionisation artificielle introduisait un accroissement du nombre d'étincelles généralement inférieur aux écarts observés lors des changements de polarité, sauf aux faibles pressions (voisines de 4 kg/cm²).

Ces expériences mettent en outre en évidence le phénomène de formation des électrodes (l'acier inoxydable commence par être meilleur émetteur que le cuivre) et les altérations dues aux étincelles ([5]), ([6]). Après quelques centaines d'amorçages les cathodes d'acier doux et d'aluminium se couvrent d'oxyde pulvérulent et sont le siège d'une émission électronique intense, accompagnée souvent d'un courant permanent pouvant dépasser une dizaine de microampères et de plages lumineuses à la surface des électrodes. Il en résulte non seulement un nombre accru d'étincelles, mais un abaissement du potentiel disruptif pouvant dépasser 1 %.

Dans CO_2, qui se comporte en piège à électrons libres, les effets sont analogues pour les mêmes champs électriques, mais beaucoup moins marqués. On n'a pas observé de courant permanent et l'influence du radium est plus sensible que dans l'air.

Il convient de souligner que, les durées d'amorçage mesurées dans des conditions analogues étant incompatibles avec le développement des ava-

---

([5]) J. D. COBINE et E. C. EASTON, *J. Appl. Phys.*, **14**, 1943, p. 321-331.
([6]) F. LLEWELLYN JONES, *Proc. Phys. Soc.*, Sect. B, **62**, 1949, p. 366-376.

lanches successives de la théorie de Townsend, les étincelles obtenues s'édifient suivant le processus proposé par Meek [7] indépendant de la nature de la cathode.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Relation entre la transformation thermique du verre et l'apparition d'une tension interne.* Note (*) de Mme **Aniuta Winter-Klein** et M. **Francis Naudin**, présentée par M. Jean Cabannes.

Pour trois types de verre, la température d'apparition de la tension est la même que celle de la variation brusque de l'évolution de l'indice de réfraction avec la température.

Dans un certain intervalle de température les constantes physiques du verre subissent des modifications importantes du fait d'une transformation de la matière. Ainsi la valeur de l'indice de réfraction croît avec la température, puis à partir d'une température T_1 décroît brusquement dans de grandes proportions jusqu'à une température T_2 où elle recommence à croître. Les tensions mécaniques présentent aussi vers ces températures des variations importantes.

Nous avons cherché à mettre en évidence une connexion entre ces deux phénomènes.

Sur le même échantillon de verre sont mesurés simultanément l'indice de réfraction et la biréfringence en fonction de la température. L'échantillon est taillé en forme de prisme isoscèle dont l'arête est tronquée pour donner une facette qui forme avec la base du prisme une lame épaisse à faces parallèles sur laquelle est mesuré le retard optique causé par la biréfringence acquise par l'échantillon par suite des traitements thermiques qu'il a subis. Pour calculer cette biréfringence on mesure l'ellipticité d'un faisceau de lumière polarisée rectilignement après traversée de l'échantillon, au moyen d'un analyseur à pénombre à quatre plages juxtaposées. L'indice de réfraction est mesuré dans le four même grâce à la forme prismatique de l'échantillon de verre [1]. La température de l'enceinte est contrôlée à 1 degré près.

Trois types de verre : boro-silicate crown, baryum crown dense et flint léger ont été étudiés de la manière suivante : partant de la température ordinaire on élève celle-ci progressivement jusqu'à une température finale voisine de T_2. La durée de la chauffe ne dépasse pas deux heures pendant lesquelles on mesure d'une façon continue l'indice de réfraction et la biréfringence. On trace alors deux courbes : indiquant en fonction de la température, indice de réfraction et biréfringence exprimée en millimicrons pour $4^{cm},5$ de verre traversé.

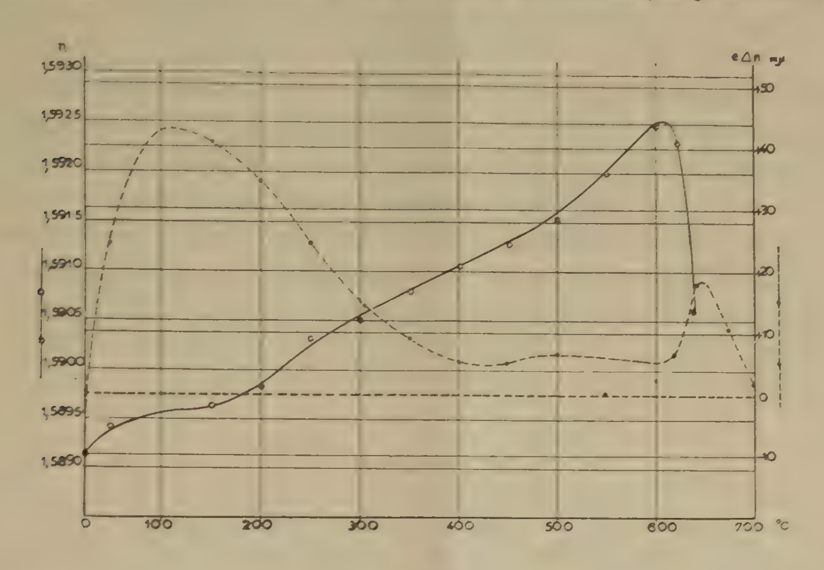
---

(7) J. M. Meek, *Phys. Rev.*, 57, 1940, p. 722-728.

(*) Séance du 31 juillet 1950.

(1) *Cf. Verres et Réfractaires*, août 1948, p. 211 à 221. L'évolution moderne du problème du recuit du verre par A. Winter-Klein.

La valeur de l'indice de réfraction (courbe en trait plein) croît lentement avec la température jusqu'à une valeur T_1 où brutalement elle se met à décroître de plusieurs unités de la troisième décimale jusqu'à une valeur T_2



Courbe en trait plein : évolution de l'indice de réfraction en fonction de la température.
Courbe en trait pointillé : variation du retard optique dû à la biréfringence de l'échantillon, en fonction de la température.

où elle recommence à croître. De la courbe de biréfringence (courbe en trait pointillé) on peut tirer les conclusions suivantes : Les tensions croissent au début du chauffage, car l'extérieur est plus chaud que l'intérieur de l'échantillon, puis à mesure que l'intérieur se réchauffe les tensions diminuent et se stabilisent lorsqu'un gradient constant de température s'est établi. Arrive le phénomène de transformation, l'extérieur plus chaud que l'intérieur se transforme plus tôt, des tensions dites permanentes naissent et l'on observe le deuxième extremum de la courbe de biréfringence; puis, à la fin de la zone de transformation, les températures de l'extérieur et de l'intérieur s'égalisent et les tensions se stabilisent au niveau des tensions nulles.

Ces deux courbes portées sur le même graphique indiquent avec netteté que la zone de transformation est commune à l'indice de réfraction et aux tensions mécaniques.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Coefficients d'accommodation de l'acétaldéhyde à 273° K sur le platine entre 1000 et 1300° K.* Note (*) de MM. **Xavier Duval** et **Michel Niclause**, présentée par M. Paul Pascal.

1. Nous avons montré précédemment ([1]) que des molécules CH_3CHO sous basse pression et à la température $T_0 = 273°$ K ne se décomposent pas par impact sur un filament de platine chaud même si la température T_f de celui-ci atteint 1300° K. Or, on sait que la pyrolyse homogène de l'acétaldéhyde pur ([2]) a déjà une vitesse notable dès 750° K. Ces deux faits ne sont évidemment compatibles que si le coefficient d'accommodation α_i pour l'énergie interne (rotation et vibration) de CH_3CHO sur le platine, est nettement inférieur à 1. Aussi avons-nous cherché à vérifier directement cette conséquence en déterminant expérimentalement α_i pour des valeurs de T_f comprises entre 1000 et 1300° K.

2. Soit un filament métallique rectiligne (de rayon a, de longueur l et à la température T_f) tendu suivant l'axe d'une ampoule cylindrique en verre (de rayon r) dont la paroi est maintenue à la température $T_0 (T_0 < T_f)$, a étant négligeable devant r. L'ampoule contient un gaz de masse moléculaire M à une pression p suffisamment basse pour que le libre parcours moyen des molécules soit supérieur au rayon de l'ampoule (domaine de Knudsen).

Soient C_v la chaleur spécifique du gaz à T° K, α_t et α_i les coefficients d'accommodation sur le filament de l'énergie de translation et de l'énergie interne (rotation et vibration), R la constante des gaz parfaits. On démontre que la puissance W_c (en watt) dissipée par conductibilité calorifique gazeuse par le filament est liée à p (en mm Hg), l et a (en cm), T_0 et T_f (en °K), C_v et R (en cal/mole.degré) M (en g), α_t et α_i, par la relation générale :

$$(1)\qquad \frac{W_c}{p} = 1{,}544\,\frac{la}{\sqrt{MT_0}}\left\{\frac{R}{2}(T_f - T_0)(4\alpha_t - 3\alpha_i) + \alpha_i\int_{T_0}^{T_f} C_v\,dT\right\}$$

La détermination expérimentale, aux très basses pressions, de W_c/p, connaissant a, l, M, T_0 et T_f, et les variations de C_v avec T, ne permet évidemment pas, à elle seule, la détermination de α_t et de α_i, mais donne une relation linéaire (1) entre ces deux grandeurs. Ces coefficients sont, par définition, compris entre 0 et 1, et l'on a par ailleurs de nombreuses raisons de penser que $\alpha_i \leq \alpha_t$ ([3]) ([4]). *La mesure de W_c/p permet donc d'encadrer la valeur réelle*

(*) Séance du 16 août 1950.

([1]) M. Niclause, X. Duval et M. Letort, *Comptes rendus*, **231**, 1950, p. 491.

([2]) M. Niclause, P. Goldfinger et M. Letort, *Comptes rendus*, **229**, 1949, p. 437.

([3]) *Cf.* A. Eucken, *Naturwiss.*, **25**, 1937, p. 209.

([4]) *Cf.* K. Schäfer, *Fortschr. chem. Forsch.*, **1**, 1949, p. 61.

de α_i *par les deux valeurs limites* $\alpha_{i\min}$ *et* $\alpha_{i\max}$ obtenues à partir de la relation (1) en supposant tour à tour $\alpha_i = 1$ [comme tendent à l'admettre certains auteurs (3) (4)] et $\alpha_t = \alpha_i = \bar{\alpha}$.

3. Nous avons appliqué les considérations précédentes à l'étude de l'accommodation de CH_3CHO à 273°K sur le platine entre 1 000 et 1 300°K.

La technique expérimentale sera décrite ailleurs. A chaque température T_f du filament, on détermine la puissance W_r dissipée sous vide et la puissance W dissipée sous une pression p (quelques μHg); on en déduit la puissance $W_c = W - W_r$ dissipée par conductibilité calorifique gazeuse.

La variation de C_v avec T pour l'acétaldéhyde étant connue (5), la mesure de W_c/p dans le domaine de Knudsen permet de déterminer, pour chaque température T_f, les deux valeurs limites $\alpha_{i\max}$ et $\alpha_{i\min}$.

T_f°K	1000.	1100.	1205.	1310.
W_c/p watt/mm Hg	4,65	5,22	5,77	5,98
$\alpha_{i\max} = \bar{\alpha}$	0,37	0,35	0,33	0,31
$\alpha_{i\min}$	0,21	0,19	0,17	0,15

On voit que α_i est très nettement inférieur à 1. Les molécules CH_3CHO qui quittent le filament ont, par suite, une énergie interne moyenne qui correspond à des températures beaucoup plus basses que T_f et encore inférieures à 700°K quand $T_f = 1300$°K.

Ces résultats concordent avec l'observation (1) que des molécules d'acétaldéhyde à 273°K ne subissent pas de décomposition par impact sur un filament de platine même à 1300°K.

CINÉTIQUE CHIMIQUE. — *Initiation de la polymérisation de l'acétaldéhyde en polyacétaldéhyde*. Note (*) de MM. **Maurice Letort** et **Julien Pétry**, transmise par M. Jacques Duclaux.

On a montré dans notre laboratoire (1) que la formation du polyacétaldéhyde est concomitante de la cristallisation du monomère (F —123°,3). Cette observation a été confirmée depuis (2), (3).

Les conditions de la cristallisation ont une très grande influence sur le rendement de la polymérisation. Nous reviendrons sur ce point dans une prochaine communication. Il nous suffit ici de dire que toutes les expériences rapportées ci-dessous ont été faites dans les conditions suivantes :

---

(5) K. S. Pitzer et W. Weltner, *J. Am. Chem. Soc.*, 71, 1949, p. 2842.

(*) Séance du 21 août 1950.

(1) M. Letort, X. Duval et Y. Rollin, *Comptes rendus*, 224, 1947, p. 50.

(2) H. A. Rigby, C. J. Danby et C. N. Hinshelwood, *J. Chem. Soc.*, 1948, p. 234.

(3) J. C. Bevington et R. G. W. Norrish, *Proc. Roy. Soc.*, London, A 196, 1949, p. 363.

25^{cm^3} d'acétaldéhyde liquide placés dans un cryostat, sont solidifiés en 20 minutes.

La question est depuis longtemps posée ([4]) de savoir si cette polymérisation n'exige pas, d'autre part, l'intervention d'un initiateur.

Étant donné les conditions dans lesquelles le polyacétaldéhyde a été découvert ([5]), des recherches préliminaires de notre laboratoire ont eu pour objet de définir le rôle de l'oxygène, même à l'état de traces, dans cette réaction. On a conclu ([4]) que qualitativement au moins, la formation du polyacétaldéhyde paraissait indépendante de toute intervention catalytique. Cette opinion a été reprise ultérieurement par divers auteurs ([2]), ([3]).

De fait, étant donné d'une part l'extrême facilité avec laquelle l'acétaldéhyde se peroxyde à l'air ([6]), d'autre part, comme nous sommes en mesure de le déterminer maintenant, le poids moléculaire considérable (1 à 3.10^6) des polyacétaldéhydes qui se forment, ces résultats ne sont plus convaincants et l'on conçoit qu'une contamination minime et inévitable à l'air, suffise à provoquer la formation d'un peu de polymère.

Ce délicat problème de l'initiation de polymérisation n'était soluble, sans ambiguïté, qu'après que tous les facteurs de reproductibilité des expériences aient été reconnus. Cette condition étant maintenant acquise, les expériences ci-dessous rapportées montrent qu'en outre de la cristallisation, un initiateur est nécessaire à la polymérisation.

1. Si l'acétaldéhyde est préparé (au départ de paraldéhyde redistillé) dans des conditions telles que la peroxydation à l'air soit très minime, le rendement de la polymérisation est toujours très bas.

Nous opérons comme suit. Le paraldéhyde redistillé est dépolymérisé par chauffage doux en présence de quelques gouttes d'acide sulfurique pur, en atmosphère d'azote sec et très soigneusement débarrassé d'oxygène. L'acétaldéhyde ainsi préparé donne un résultat négatif au test classique à IK.

Par distillation sous vide de — 15 à — 80°, cet aldéhyde est introduit dans le vase où se fera ultérieurement la cristallisation. Celle-ci étant effectuée comme il a été dit plus haut, le rendement (exprimé en poids) de la polymérisation reste inférieur à 0,5 %.

2. Par contre, ce rendement devient important si de l'oxygène peroxydique a été introduit systématiquement dans le monomère.

Nous opérons comme suit. L'acétaldéhyde à — 118° et sous une pression d'oxygène sec de 65 cm Hg est soumis pendant 30 minutes et à travers une

---

([4]) M. Letort et X. Duval, *Comptes rendus*, 216, 1943, p. 608.

([5]) M. Letort, *Comptes rendus*, 202, 1936, p. 767; M. W. Travers, *Trans. Far. Soc.*, 32, 1936, p. 246.

([6]) W. H. Hatcher, E. W. R. Steacie et F. Howland, *Canad. J. Res.*, 5, 1931, p. 648.

fenêtre de quartz au rayonnement d'une lampe à vapeur de mercure. On observe une légère absorption (de l'ordre de quelques dixièmes de centimètre cube) d'oxygène par le liquide, celle-ci étant proportionnelle à la durée de l'irradiation. Lors de la cristallisation consécutive à cette irradiation, il se fait $17 \pm 0,5$ % en poids de polymère.

L'irradiation en absence d'oxygène ou, inversement, le contact de l'aldéhyde liquide à -118° et de l'oxygène sans irradiation, ne donne au plus que 1 % de rendement.

3. Dans ces conditions opératoires, le produit de réaction de CH_3CHO et de l'oxygène peut être du peroxyde de diacétyle ([7]) ou de l'acide peracétique ([8]).

Or, l'introduction systématique dans l'acétaldéhyde de peroxyde de diacétyle préparé à l'état pur, ne conduit pas à la polymérisation. Il semble donc que l'acide peracétique soit le véritable initiateur de la réaction. Malheureusement, dans l'état actuel de nos connaissances, on ne sait pas préparer l'acide peracétique rigoureusement anhydre. L'eau étant connue pour être un inhibiteur puissant de la formation du polyacétaldéhyde ([3]), l'épreuve directe de l'acide peracétique n'est donc pas actuellement possible. Dans l'avenir, nous comptons revenir sur ce point.

4. Comme nous l'avons dit, au cours de l'irradiation de CH_3CHO à -118° sous oxygène, l'absorption de ce gaz est proportionnelle à la durée de l'irradiation. Comme l'expérience montre d'autre part que le rendement en polyacétaldéhyde est proportionnel à la racine carrée de cette durée nous concluons que ce rendement est proportionnel à la racine carrée de la concentration en acide peracétique.

Il est important de signaler à ce propos que la courbe (très régulière) du rendement en fonction de la durée de l'irradiation, extrapolée pour une durée nulle, passe très exactement par l'origine des coordonnées. C'est un argument essentiel pour affirmer que de l'acétaldéhyde qui serait rigoureusement débarrassé de peroxyde ne polymériserait pas.

Une publication détaillée explicitera l'ensemble de ces résultats.

([7]) E. J. Bowen et E. L. Tietz, *J. Chem. Soc.*, 1930, p. 234.

([8]) D. R. P. n° 269.937.

CHIMIE MINÉRALE. — *Loi d'oxydation du cérium métallique. Généralisation à d'autres métaux.* Note (*) de M. **Jean Loriers**, transmise par M. Pierre Chevenard.

D'après mes travaux précédents (1), (2), le processus global d'oxydation du cérium cubique résulte de la superposition des deux réactions élémentaires :

$$2\,Ce + 3\,O \rightarrow Ce_2O_3 \text{ cubique},$$
$$Ce_2O_3 + O \rightarrow CeO_2.$$

La règle des *volumes équivalents* (3) montre que le sesquioxyde forme sur le métal une pellicule continue. Sa croissance se fait donc par *diffusion*, suivant une loi parabolique. Au contraire, le bioxyde moins volumineux laisse Ce_2O_3 cubique *en contact direct* avec l'oxygène, et se développe suivant une loi linéaire. Partant de ces données, on peut prévoir par le calcul la marche de l'oxydation sèche en fonction du temps.

Désignons par x et y les masses d'oxygène fixé sous forme de Ce_2O_3 et de CeO_2 par unité de surface du métal, supposé initialement inattaqué. Soit da le gain en sesquioxyde par oxydation du métal, db la perte par transformation en CeO_2 pendant le temps dt.

L'accroissement de la pellicule de sesquioxyde s'écrit :

$$dx = da - db = \frac{k_1}{x}\,dt - k_2\,dt. \tag{1}$$

d'où par intégration :

$$x + \frac{k_1}{k_2}\,L\left(1 - \frac{k_2}{k_1}x\right) = -k_2 t. \tag{2}$$

On voit que quand t varie de zéro à $+\infty$, x croît et tend vers une limite égale à k_1/k_2 (courbe 1, figure 1).

Par ailleurs, l'augmentation de la couche de bioxyde est figurée par la droite 2, d'équation

$$y = \frac{4}{3}k_2 t, \tag{3}$$

le coefficient 4/3 rendant compte des proportions relatives d'oxygène dans CeO_2 et Ce_2O_3.

En additionnant x et y, représentés par les courbes 1 et 2 (*fig.* 1), on obtient la courbe 3 exprimant l'oxydation isotherme en fonction du temps. Cette

(*) Séance du 24 juillet 1950.

(1) J. Loriers, *Comptes rendus*, **229**, 1949, p. 547.

(2) R. Courtel et J. Loriers, *Comptes rendus*, **230**, 1950, p. 735.

(3) F. Trombe et M. Foex, *Ann. Chim.*, 2e série, **18**, 1943, p. 97.

courbe admet une asymptote, de même pente que la droite 2, et dont l'ordonnée à l'origine donne l'épaisseur limite de la couche d'oxyde inférieur.

La discussion de ces résultats conduit aux conclusions suivantes :

a. Quand k_1 est très supérieur à k_2, un développement en série du logarithme de (2) permet de donner de x une valeur approchée $x=\sqrt{2k_1t}$ et l'on peut exprimer la loi globale par l'équation

$$(4)\qquad P=\frac{1}{2}k_2t+\sqrt{2k_1t}$$

dont la courbe représentative a une allure parabolique.

b. Si k_1 et k_2 sont du même ordre de grandeur, c'est la loi complexe correspondant à la courbe 3 qui s'applique.

c. A mesure que le rapport k_1/k_2 décroît, l'épaisseur limite et le temps de croissance de la couche de Ce_2O_3 diminuent. On se rapproche d'une loi linéaire :

$$(5)\qquad P=k_2t.$$

Les courbes obtenues dans nos expériences antérieures [1] à des températures supérieures à 200° C sont toujours des droites.

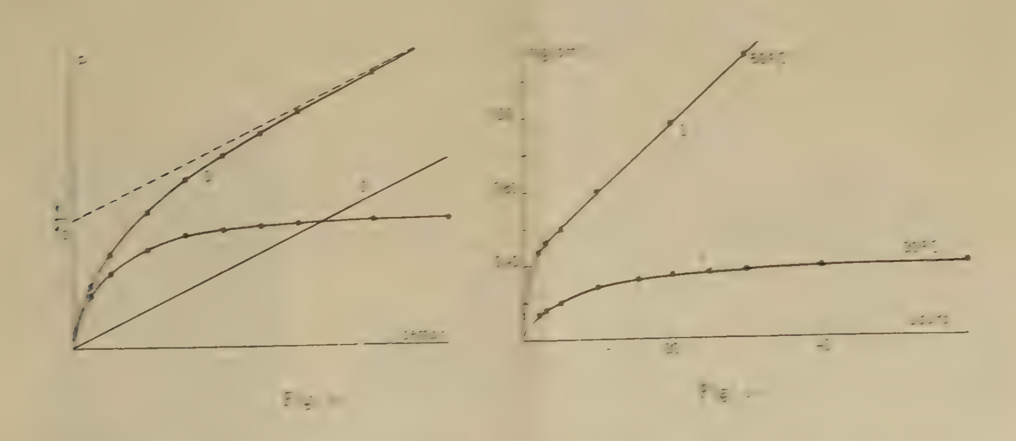


Fig. 1. Fig. 2.

Des essais à basse température, sur un cérium γ (cubique faces centrées), ont permis de retrouver tous les aspects d'oxydation prévus par le calcul. A 20° C, l'influence protectrice du sesquioxyde est prépondérante (courbe 1, *fig.* 2). Entre 40° C et 130° C environ, les courbes sont du type 2 (*fig.* 2), et la pente de la partie finale rectiligne croît avec la température. Enfin, au-dessus de 130° C, la partie initiale incurvée devient négligeable et la présence du sesquioxyde protecteur n'apparaît plus. Pourtant d'après l'équation (2) il doit toujours subsister, et effectivement, j'ai montré [1] que l'hypothèse d'une formation directe de bioxyde sur le métal est incompatible avec des courbes d'oxydation linéaires. Même aux températures voisines de l'inflammation le

métal (290 à 320° C), il reste encore un film très mince de Ce_2O_3 cubique, raccordé à CeO_2 par une zone de solutions solides. Cet ensemble permettrait une diffusion très rapide de l'oxygène et constituerait une sorte de *front d'oxydation* progressant d'autant plus vite que la température serait plus élevée.

La loi qui vient d'être établie n'a été vérifiée que pour l'oxydation du cérium, mais il semble qu'elle puisse s'appliquer chaque fois que l'action d'un gaz sur un métal donne naissance à un film protecteur se transformant en couche poreuse avec une vitesse constante. L'oxydation de l'uranium pourrait, d'après nos essais, s'interpréter de cette façon. Signalons que Chevenard et Waché ont proposé une loi très voisine pour rendre compte de la corrosion du fer par la vapeur d'eau.

ÉCONOMIE RURALE. — *Séparation chromatographique des fractions phosphorées radioactives du lait.* Note (*) de M. **Joseph Sternberg** et M[lle] **Germaine Demaux**, présentée par M. Emmanuel Leclainche.

Les composés phosphorés du lait sont étroitement liés dans un système colloïdal constitué par la micelle de caséine. Cette micelle, qui contient 20-25 % du P total du lait sous forme de phospho-sérine, fixe 40-50 % du P minéral sur les groupements aminés de la lysine (1). Le reste du P minéral se trouve dans le liquide intermicellaire sous forme d'ions libres (*fig.* 1). Une

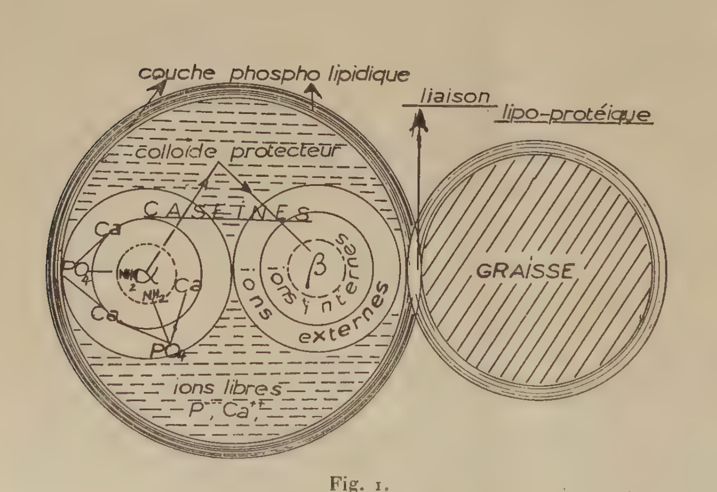


Fig. 1.



Fig. 2.

pellicule tensio-active phospholipidique, contenant 0,1-0,2 % du P total, entoure la micelle caséinique, permettant ainsi la liaison lipido-protéique.

(*) Séance du 31 juillet 1950.

(1) P. Van der Burgh, *Netherlands Milk Dairy J.*, 1-2, 1947, p. 69.

Cette complexité explique la difficulté rencontrée au cours de la séparation des différentes fractions phosphorées du lait. Dans les recherches faites à l'aide du radiophosphore, la séparation est encore plus délicate, à cause des réactions d'échange qui peuvent se produire entre les atomes de P faisant partie des différents constituants chimiques et du fait que les quantités de P^{32} mises en jeu sont extrêmement faibles et peuvent échapper à la sensibilité des méthodes chimiques classiques. Les techniques proposées, celle de Hevesy ([2]) pour la séparation des phospholipides radioactifs ou celle de McCarter et Steljes ([3]) ne donnent pas de résultats satisfaisants dans le cas du lait.

L'emploi de la chromatographie sur alumine hydratée a permis à l'un de nous une séparation quantitative des constituants du lait ([4]). La colonne d'alumine fonctionne comme échangeur d'ions grâce à l'hydratation de l'alumine et à la formation d'une pellicule tensio-active constituée par les graisses du lait, qui se déposent sur le grain d'alumine et augmentent ses propriétés d'échangeur ([5]). Le lait filtre à travers la colonne et donne une solution claire, exempte de graisses et de protéines et contenant la totalité du lactose et du N non protéique. Les autres constituants se fixent dans la zone supérieure de la colonne et sont successivement élués par l'éther de pétrole pour les graisses, la soude N/25-N/50 pour les protéines et SO_4H_2 2N pour les phosphates minéraux. L'appareil est adapté à l'emploi de grands volumes d'éluants, soit en chute libre, soit par aspiration à la trompe (*fig.* 2).

Nous avons appliqué cette méthode à la séparation des composés phosphorés radioactifs. A cet effet, du P^{32} sous forme minérale a été ajouté à un volume de lait dilué à 10 %, qui a été adsorbé sur une colonne d'alumine au pH : 7-7,50, saturée d'eau au préalable. L'élution a été faite successivement avec : eau 4-5 volumes, éther de pétrole 10-20 volumes, NaOH N/25-N/50, 20-30 volumes; eau, 4-5 volumes et SO_4H_2 2N, 20-30 volumes.

Les résultats obtenus peuvent se résumer de la manière suivante : 1° Le filtrat du lait et les eaux de lavages sont complètement dépourvus de radioactivité, pour des quantités de P^{32} ajoutées au lait, variant entre 2.10^6 et 10^7 coups/minute. 2° Les graisses du lait se sont montrées complètement inactives. 3° Par contre, on retrouve une certaine quantité de P^{32} dans l'éluat protéique, ne dépassant pas 2 % du radiophosphore retrouvé et diminuant jusqu'à 0,5 %, lorsque l'élution alcaline est menée rapidement. 4° Dans les eaux de lavages qui suivent l'élution des protéines, l'activité décroît de

---

([2]) G. Hevesy, in *Radioactive Indicators,* New-York, 1948, p. 281.

([3]) J. A. Mc Carter et E. L. Steljes, *Canad. J. Res.*, E., **26**, 1948, p. 333.

([4]) J. Sternberg, J. Colas et T. Kahn, *Oesterreichesche Chemiker-Zeitung*, **6**, 1950, p. 114.

([5]) D. E. Weiss, *Nature*, **162**, 1948, p. 372.

nouveau jusqu'à disparition. Elle remonte rapidement, dès que l'élution acide commence; le pH optimum de l'élution est aux environs de 0,70. La courbe

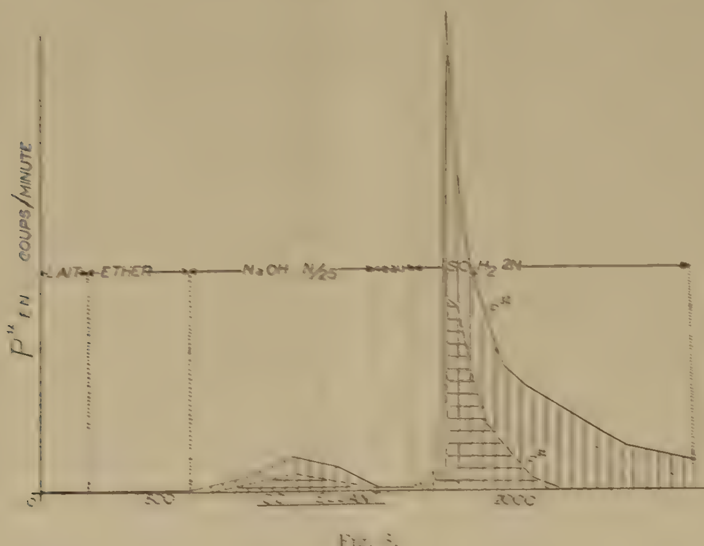


Fig. 3.

d'élution du P^{32} minéral est parallèle à celle du P^{31}, mais les éluats sont encore actifs, alors que le P^{31} n'est plus décelable depuis longtemps (*fig.* 3).

Conclusions. — 1° La colonne d'alumine hydratée employée comme échangeur d'ions au pH 7,00-7,50 sépare quantitativement les différentes fractions phosphorées radioactives du lait. 2° Une réaction d'échange a lieu entre le P^{32} minéral et le phosphore protéique, moins importante si l'élution est rapide, mais qui jusqu'à présent n'a pu être évitée.

OPTIQUE PHYSIOLOGIQUE. — *Au sujet de l'aberration géométrique de l'œil.* Note (*) de M. **Alexandre Ivanoff**, transmise par M. Jean Becquerel.

L'Auteur établit expérimentalement que l'aberration géométrique de l'œil peut être assimilée en première approximation à de l'aberration sphérique, ce que l'on admet généralement, mais ce qui est loin d'être évident, l'œil n'étant pas un système rigoureusement centré.

Nous avons cherché expérimentalement si l'aberration géométrique de l'œil non astigmate peut être assimilée à celle d'un système centré, et, dans l'affirmative, si elle se rapproche davantage de la coma ou de l'aberration sphérique.

Considérons un œil fixant un point lumineux A, et supposons que la lumière issue de A et pénétrant dans l'œil soit limitée à deux pinceaux, dont l'un, que

(*) Séance du 7 août 1950.

nous appellerons pinceau *pupillaire*, passe par le centre de la pupille d'entrée de l'œil. Soit P le plan défini par les deux pinceaux incidents, et soient a' et a'' les images rétiniennes du point A, correspondant respectivement au pinceau pupillaire et au pinceau non pupillaire. Si ces deux images ne sont pas confondues, c'est-à-dire s'il y a aberration géométrique, le point A paraît dédoublé à l'observateur.

Si l'aberration géométrique de l'œil se réduit à de l'aberration sphérique (*fig.* 1), il y a symétrie de révolution, et les images rétiniennes a' et a'' se trouvent toutes les deux dans le plan P quelle que soit l'orientation de ce dernier. Dans ce cas le dédoublement apparent du point A s'effectuera toujours parallèlement au plan P.

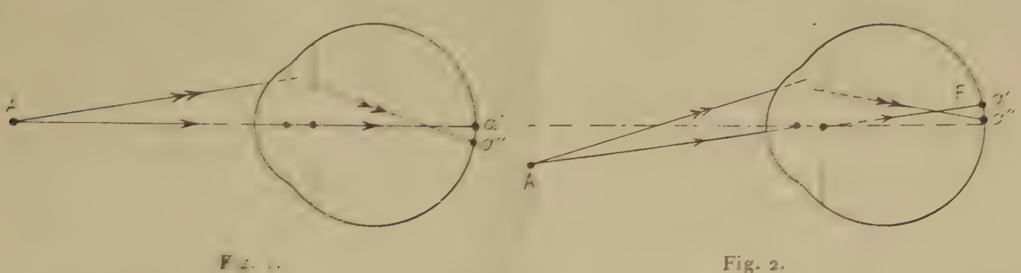


Fig. 1. Fig. 2.

Si l'aberration géométrique de l'œil se réduit à de la coma (*fig.* 2), il y a symétrie par rapport au plan π défini par l'axe de l'œil et par le pinceau pupillaire (ce plan de symétrie π contient l'image rétinienne a' elle-même confondue avec la fovéa F; il est approximativement horizontal, la fovéa se trouvant en gros dans un plan méridien horizontal). Dans ce cas l'image rétinienne a'' se trouvera dans le plan P si celui-ci est confondu avec le plan de symétrie π (autrement dit s'il est approximativement horizontal). Pour toute autre orientation du plan P l'image a'' ne se trouvera généralement pas dans ce plan, et le dédoublement apparent du point A comportera une composante perpendiculaire au plan P, que nous appellerons, pour simplifier le langage, *composante perpendiculaire de l'aberration*.

Si enfin l'aberration géométrique de l'œil n'est pas assimilable à celle d'un système centré, il n'y a aucune symétrie, et le dédoublement apparent du point A comportera généralement une composante perpendiculaire au plan P quelle que soit l'orientation de ce dernier.

Pour trancher expérimentalement entre ces trois cas possibles, il suffit par conséquent de mesurer, pour diverses orientations du plan P, la composante perpendiculaire de l'aberration. Nous avons effectué cette étude à l'aide du dispositif utilisant la lumière dirigée décrit dans une Note antérieure [1], complété par un prisme de Wollaston permettant de changer à volonté

(1) *Comptes rendus*, 223, 1946, p. 170.

l'orientation du plan P [2]. Pour obtenir la composante perpendiculaire de l'aberration, il suffit de décaler les deux sources S_1 et S_2 parallèlement aux fils f_1 et f_2, c'est-à-dire verticalement.

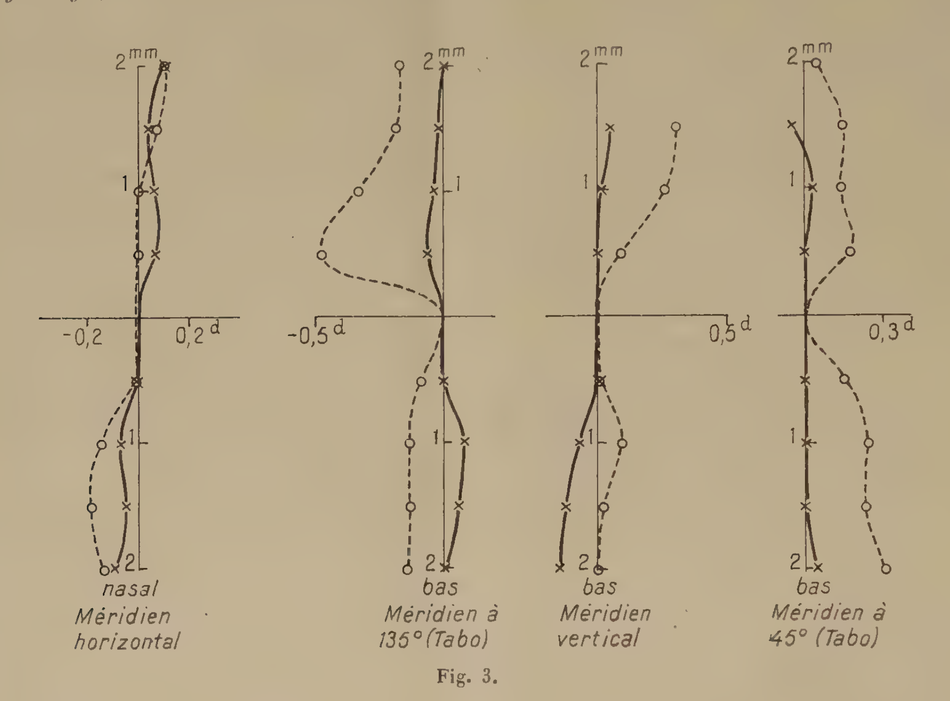


Fig. 3.

Les courbes en trait plein de la figure 3 traduisent les résultats obtenus en lumière jaune de sodium sur l'œil droit de l'auteur, suivant quatre méridiens orientés à 45° l'un de l'autre. On voit qu'à 0,1 dioptrie près [3], la composante perpendiculaire de l'aberration reste nulle quel que soit le méridien étudié, et que par conséquent l'aberration géométrique de l'œil peut être assimilée avec une bonne approximation à de l'aberration sphérique, quoique l'œil ne possède pas la symétrie de révolution.

Signalons qu'un faible astigmatisme entraîne par contre une composante perpendiculaire de l'aberration assez importante. Ainsi les courbes en trait discontinu de la figure 3 traduisent les résultats obtenus sans corriger l'astigmatisme de l'œil étudié (de l'ordre de 0,37 dioptrie).

---

(2) *Comptes rendus*, 230, 1950, p. 1896.

(3) La notation de la composante perpendiculaire de l'aberration en dioptries se fait comme pour l'aberration sphérique. Nous l'avons comptée positivement lorsque le rayon lumineux tourne dans le sens des aiguilles d'une montre dans la direction de propagation de la lumière.

RADIOBIOLOGIE. — *Traitement curatif des radiolésions consécutives à l'administration d'une dose léthale de rayons* X. Note de MM. **Jean Loiseleur** et **Georges Velley**, présentée par M. Antoine Lacassagne.

L'injection intrapéritonéale d'un mélange d'acide ascorbique et de cystéine, pratiquée immédiatement après l'administration d'une dose léthale de rayons X, entraîne la survie de 60 % des lapins traités.

L'analyse des phénomènes qui se succèdent dans la cellule après l'administration d'une dose léthale de rayons X fournit la base d'un mode de traitement curatif de ces radiolésions.

Rappelons que l'irradiation d'objets d'étude très différents a mis en évidence les faits suivants : 1° les nombreuses réactions *in vitro* pour lesquelles l'action des rayons X est liée à la présence de l'oxygène dissous à l'état libre; 2° l'action inhibitrice des anti-oxygènes contre la formation d'eau oxygénée au cours de l'irradiation de l'eau; 3° l'intervention de l'oxygène dans les radiolésions de la strychnine, la toxicité de l'alcaloïde restant inaltérée quand l'irradiation est effectuée en présence d'accepteurs d'oxygène; 4° l'immunité conférée au Rat par l'hyperglycémie; 5° réciproquement, l'augmentation de la radiosensibilité du Rat consécutive à l'hypoglycémie ([1]). Il apparaît finalement que, dans une cellule exposée aux rayons X, l'oxygène dissous devient activé et fait subir une oxydation désordonnée aux constituants cellulaires placés à son contact. Cette radio-sensibilité cellulaire, c'est-à-dire l'intensité des radio-oxydations, diminue quand l'oxygène activé est capté par le glucose et ses métabolites (cas de l'immunité hyperglycémique); elle augmente dans le cas contraire de l'hypoglycémie.

I. Deux points importants apparaissent dans l'étude des radiolésions de la strychnine : 1° du fait que la présence d'un accepteur d'oxygène inhibe l'apparition de la radiolésion de la molécule, il résulte que cette radiolésion réside nécessairement dans une oxydation assimilable à la transformation de la strychnine en génostrychnine, par fixation d'oxygène sur l'azote devenu pentavalent. Or l'expérience montre qu'il est possible de réparer la radiolésion, c'est-à-dire de rendre à la strychnine irradiée sa toxicité initiale, en la somettant à l'action d'un réducteur (soit par barbotage de H_2 pendant quelques minutes en présence de Pt colloïdal, soit plus favorablement par barbotage de SO_2); 2° la condition essentielle de cette réparation est d'opérer

([1]) *Comptes rendus*, **230**, 1950, p. 784, 1901 et 2132; **231**, 1950, p. 182.

la réduction dans le plus bref délai possible après la fin de l'irradiation. Sur 45 expériences, la réparation a été possible dans 9 cas. Une interprétation immédiate de ces faits consiste à admettre : *a*. que, dans une première phase et pendant la durée même de l'irradiation, l'oxygène se fixe sur l'azote, lésion encore réparable à ce moment; *b*. que, secondairement, l'oxygène poursuit une attaque plus profonde de la strychnine [2], et ceci d'autant plus facilement que cette molécule a subi elle-même une activation. Voici donc un premier exemple de la possibilité, limitée ici à 20 %, de réparer une radiolésion par l'action ultérieure d'un réducteur.

II. L'hypothèse de travail consiste maintenant à étendre à la cellule et à ses nucléoprotéides les résultats expérimentaux obtenus avec la strychnine. Supposons que les choses se passent d'une façon analogue, c'est-à-dire :

1° que, dans une première période, l'oxygène activé se fixe soit sur un azote, comme dans le cas précédent, soit sur un carboxyle en le transformant en peracide;

2° que la réduction reste possible sous la double condition d'opérer très précocement après l'irradiation et d'employer des réducteurs susceptibles de pénétrer dans la cellule.

Quelle que soit la valeur de cette hypothèse, elle conduit aux résultats suivants, obtenus avec 18 lapins (poids compris entre $1^{kg},650$ et $2^{kg},980$) répartis sur un ensemble de cinq expériences. Tous ces animaux reçoivent une dose uniforme de 950 r, administrée sur la totalité de l'organisme (appareil à tension constante, $E = 180$ KV, $i = 20$ mA, distance $= 70^{cm}$, filtration $= 0^{mm},5$ Cu $+ 2^{mm}$ Al).

Huit animaux constituent les témoins : chez tous, la mort survient vers le 12e jour en moyenne, après une période de cachexie progressive (les dates extrêmes de la mort étant comprises entre le 5e et le 28e jour).

Les 10 autres lapins subissent, *immédiatement après l'irradiation*, l'injection (voie intrapéritonéale) de 20^{cm^3} d'une solution réductrice constituée par : acide ascorbique 2^{g}, cystéine (HCl) 2^{g}, eau Q. S. 40^{cm^3} (solution amenée à pH $= 7,4$). 30 minutes après, on injecte à nouveau 10^{cm^3} et l'on répète encore cette dernière injection 2 heures après l'irradiation. Sur les 10 animaux ainsi traités, 4 meurent comme les témoins; les 6 autres présentent, après l'irradiation, un bon état général apparent, accompagné d'une augmentation

---

(2) Un autre exemple de la continuation des effets des rayons X après la cessation de l'irradiation a déjà été signalé pour la tyrosine : la densité optique des solutions irradiées continue à augmenter considérablement pendant les 13 jours consécutifs à l'irradiation (*Bul. Soc. Chim., Biol.*, 25, 1943, p. 1).

de poids de 21,6 % en moyenne. La survie est actuellement de 2 à 4 mois, selon le temps écoulé depuis l'expérience.

Le bilan s'établit ainsi à 60 % de survie chez les animaux traités ([3]) contre une mortalité totale chez les témoins ([4]).

La séance est levée à 15h 25m.

L. B.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Ouvrages reçus pendant les séances d'août 1950.

Le Savant et Inventeur Joseph Bethenod (1883-1944), par Amédée Fayol. Préface de M. Georges Darrieus. Paris, Éditions Culture et Documentation, 1950; 1 vol. 21cm.

Encyclopédie biologique. XXXV. *Faune de l'Équateur africain français*, par René Malbrant et Alain Maclatchy. T. I. *Oiseaux*. Préface de Jacques Berlioz. T. II. *Mammifères*. Préface de M. Achille Urbain. Paris, Paul Lechevalier, 1949; 2 vol. 25cm (présenté par M. Roger Heim).

La prospection gravimétrique de l'Afrique du Nord, par Jean Lagrula. Extrait de la Revue *Terres et Eaux*, n° 5, 1948 et n° 7, 1949. Alger, La Diffusion du Livre; 1 fasc. 31cm,5.

La dérive des continents et les mouvements intratelluriques, par Pierre Dive. Préface de Émile Picard. Deuxième édition revue et augmentée, avec un appendice de M. Georges Denizot. Paris, Dunod, 1950; 1 vol. 24cm.

A description of the international Council of scientific Unions, published by the International Council of scientific Unions. Cambridge (England), 1950; 1 vol. 25cm.

Élaboration d'un programme de recherches. Le problème des engins spéciaux, par Gabriel Viguier *in Travail et Méthodes*, juin 1950. Paris, Éditions Science et Industrie; 1 fasc. 31cm,5.

Université de Paris. Les Conférences du Palais de la Découverte : *Chromosome et acide nucléique*, par C. D. Darlington (20 mai 1947); *La détermination par l'expérience des dimensions des molécules*, par J. Monteath Robertson (1er juin 1949); *Réhabilitation de la notion statistique de l'homme moyen*, par Maurice Fréchet (15 octobre 1949); *Pourquoi fleurissent les plantes*, par Pierre Chouard (29 octobre 1949); *Les progrès récents en radioactivité et en physique nucléaire*, par Mme Irène Joliot-Curie (5 novembre 1949); *L'analyse géométrique*, par Georges Bouligand (10 décembre 1949); 6 fasc. 18cm.

Id. *Les Carmones à cinq sols*, par R. Duclou (3 juin 1950). Exposition L'Œuvre scientifique de Blaise Pascal... et trois siècles après; 1 fasc. 18cm.

([3]) Il est à signaler que H. H. Pale, E. B. Tyree, R. L. Straube et D. E. Smith (*Science*, 110, 1949, p. 213) n'ont obtenu aucun résultat curatif avec la cystéine employée seule.

([4]) Il est à penser que l'administration de cortisone pendant une période de quelques jours après l'irradiation permettrait d'améliorer la statistique précédente.

Leonhardi Euleri. Theoria motus corporum solidorum seu rigidorum ex primis nostrae cognitionis principiis stabilita et ad omnes motus qui in huiusmodi corpora cadere possunt accomodata, edidit Charles Blanc. Volumen posterius. Auctoritate et impensis Societatis scientiarum naturalium helveticae. Bernae MCML; 1 vol. $28^{cm},5$.

Travaux du Laboratoire d'entomologie du secteur soudanais de recherches agronomiques. Section expérimentale de M'Bambey (Sénégal) et Section technique d'agriculture tropicale du Ministère de la France d'Outre-Mer. I. *La faune entomologique des cultures au Sénégal et au Soudan français.* II. *Contribution à l'étude des proctotrupidae,* par Jean Risbec. Gouvernement général de l'Afrique occidentale française, 1950; 1 vol. 27^{cm}.

La station biologique de Roscoff en 1950, par Pierre Drach. Roscoff, 1950; 1 fasc. 26^{cm} (présenté par M. Maurice Caullery).

Inventaire de la faune marine de Roscoff. I. *Cnidaires* et *Cténaires.* II. *Spongiaires.* Suppléments aux travaux de la Station biologique de Roscoff, 1950; 2 fasc. 26^{cm} (présentés par M. Maurice Caullery).